

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

0164/2-80

22/12-80
10-80-612

Э.Мулас*, Л.С.Охрименко, Б.Словинский*

ПРОСТОЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ
КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ
В КСЕНОНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

* Институт физики Варшавского технического университета

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

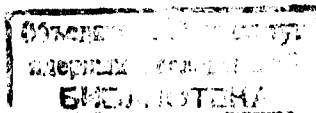
При изучении механизма взаимодействия быстрых адронов с атомными ядрами, а также структуры атомного ядра, с успехом применялись ксеноновые пузырьковые камеры /КПК/, обладающие рядом уникальных свойств /см., например, ^{1/}/. Существенное место в этих исследованиях отводилось изучению характеристик протонов, испускаемых в ядерных реакциях ^{2/}. Для получения соответствующих экспериментальных данных использовались результаты измерений длин пробегов протонов. Измерения проводились на полуавтоматическом микроскопе по методу так называемых несоответственных точек ^{3/}. Однако такие измерения являются, как правило, весьма трудоемкими и занимают немало времени, что, в свою очередь, сказывается на достигаемых статистических точностях результатов и, следовательно, на статистической обоснованности выводов. Поэтому возникает потребность в разработке методов, которые позволили бы ускорить процесс измерений без заметного уменьшения точности. Именно такая задача поставлена в настоящей работе, в которой изучалась пространственная структура следов протонов с кинетической энергией $E = (22 \div 250)$ МэВ, регистрируемых в КПК без магнитного поля.

На основании полученных по методу Монте-Карло распределений длин пробегов протонов сделан вывод о том, что для большинства физических задач, решаемых с помощью КПК, при определении энергии протонов достаточно ограничиться измерением длины отрезка, началом которого является точка испускания протона, а концом - точка его остановки.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАЕКТОРИИ ПРОТОНОВ В ЖИДКОМ КСЕНОНЕ

Как известно /см., например, ^{4/}/ функция распределения плотности вероятности линейного бокового отклонения y и углового отклонения θ от направления прямолинейного движения в веществе заряженной частицы с импульсом p , скоростью v , находящейся на глубине t в данном веществе, имеет вид:

$$F_t(\theta, y) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{\omega^2}{t^2} \exp \left[-\omega^2 \left(\frac{\theta^2}{t} - \frac{3\theta y}{t^2} + \frac{3y^2}{t^3} \right) \right], \quad //1/$$



где $\omega = 2Rv/E$, $E_s = 21$ МэВ, y и t выражены в радиационных единицах вещества. С помощью формулы /1/ было выполнено моделирование на ЭВМ "Одра-1305" траекторий протонов с энергией $E = 22; 56; 85; 127; 161; 191; 219$ и 244 МэВ в жидком ксеноне. Этим энергиям соответствуют следующие значения длин пробегов $L: 5; 25; 50; 100; 150; 200; 250$ и 300 мм^{5/}. Для каждого конкретного значения E было выполнено 1120 розыгрышей. В каждом конкретном случае вычислялись длины пробега L , длины R отрезков, соединяющих начало и конец следа протона, а также значения отношения $x = R/L$. Естественно, что $0 < x < 1$. Всего было произведено 11070 розыгрышей для всех восьми значений энергии E . Длина пробега L разыгрывалась с постоянным шагом $\Delta L = L/1000$.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛИН ПРОБЕГОВ ПРОТОНОВ

В результате проведенного моделирования были получены распределения величины отношения $x = R/L$ для всех перечисленных выше значений длины пробега протонов соответственно. Эти распределения можно аппроксимировать следующей функцией плотности вероятности:

$$W(x, x_0) = \begin{cases} p \cdot \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_1^2}\right], & x \leq x_0, \\ p \cdot \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_2^2}\right], & x \geq x_0. \end{cases} \quad /2/$$

Параметры p, x_0, σ_1 и σ_2 слабо зависят от величины x . Эту зависимость оказалось возможным учесть, по крайней мере качественно, в следующих соотношениях:

$$x_0 = \alpha \cdot x^\beta + \gamma \cdot e^{-\delta \cdot x}, \quad /3/$$

где $\alpha = 0,93 \pm 0,02$, $\beta = (6,7 \pm 5) \cdot 10^{-4}$, $\gamma = (34 \pm 5) \cdot 10^{-5}$, $\delta = (86 \pm 5) \cdot 10^{-3}$,

$$\sigma_i = \sigma_{0i} (1 + e^{-b_i x}), \quad /4/$$

где $i = 1$ и 2 , $\sigma_{01} = (52 \pm 10) \cdot 10^{-4}$, $\sigma_{02} = (43 \pm 10) \cdot 10^{-4}$,

$$b_1 = (36 \pm 5) \cdot 10^{-3}, b_2 = (41 \pm 5) \cdot 10^{-3}.$$

Из условия нормировки /на единицу/ функции /2/ вытекает, что

$$p = \sqrt{\frac{2}{\pi}} (\sigma_1 + \sigma_2)^{-1}. \quad /5/$$

Полезно отметить, что параметры p, x_0, σ_1 и σ_2 , оцененные по суммарному распределению, соответствующему всему изучаемому интервалу для пробегов протонов, $L = (5 \div 300)$ мм, имеют следующие значения:

$$\bar{p} = 0,295 \pm 0,004, \quad \bar{x}_0 = 0,9626 \pm 0,0002, \\ \bar{\sigma}_1 = (80 \pm 1) \cdot 10^{-4}, \quad \bar{\sigma}_2 = (55 \pm 1) \cdot 10^{-4}.$$

Среднее же значение \bar{x} и среднеквадратичное отклонение $S_{\bar{x}}$ для суммарного спектра равны:

$$\bar{x} = 0,9606, \quad S_{\bar{x}} = 0,0070. \quad /6/$$

Были также изучены распределения величины x , полученные на основании результатов измерений длин следов протонов, зарегистрированных на снимках КПК, причем длина L измерялась как по методу соответственных точек, так и по методу несоответственных точек^{3/}. Оказалось, что в интервале длин пробегов $L < 70$ мм практически все значения x лежат в узком интервале $x \approx 0,995; 1$, в то время как при $L \geq 70$ мм наблюдается распределение вида $\sim \exp[-(1-x)\beta]$, также обладающее малой шириной ($\sim 0,01$).

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ПРОБЕГА ПРОТОНОВ

Поскольку распределение величины $x = R/L$ весьма слабо зависит от длины пробега протона L , следовательно, и от энергии E , и обладает относительно малой шириной, $S_{\bar{x}}/\bar{x} \approx 0,007$, то с точностью $\sim 1\%$ истинная длина пробега протона может быть определена следующим образом:

$$L = R/\bar{x}, \quad /7/$$

где R - длина отрезка /в пространстве/, соединяющего точку испускания /звезду/ и точку остановки протона. Затем, как и ранее, кинетическая энергия протона E вычисляется по известному соотношению пробег-энергия^{5/}:

$$E = A \cdot [1 + \beta \cdot (L - L_0)] \cdot L^a, \quad /8/$$

где $A = 33,51$, $a = 0,58$, $\beta = \begin{cases} 0, & L \leq L_0, \\ 8,46 \cdot 10^{-8}, & L > L_0. \end{cases}$

$L_0 = 14,32$; L и L_0 - выражены в см; E - в МэВ. При этом относительная ошибка в определении энергии E , $\Delta E/E$, соизмерима с ошибкой, обусловленной стохастической неопределенностью длины пробега протона /стрэгглинггом/, и равна $\sim (1 \div 2)\%$.

Методические искажения, вносимые описанной процедурой определения энергии протонов, можно учесть более точно и последовательно /см., например, /8/. Так, если $f(x_0)$ - истинная плотность распределения величины x_0 , характеризующая изучаемое явление /например, дифференциальное сечение $d\sigma/dx_0$ /, то вследствие наличия аппаратурных погрешностей, описываемых функцией разрешения $W(x, x_0)$ /2/, плотность распределения $g(x)$ измеряемых величин приобретает следующий вид:

$$g(x) = \int W(x, x_0) \cdot f(x_0) dx_0, \quad /8/$$

где интегрирование производится по всем значениям истинной переменной x_0 . Таким образом, исследуемая истинная плотность распределения $f(x_0)$ получается как решение интегрального уравнения /8/, если функция плотности измеряемых величин $g(x)$ определена аналитически, например, путем статистической аппроксимации.

5. ВЫВОДЫ

На основании полученных в настоящей работе результатов исследований пространственной структуры пробегов протонов с энергией $E = (22 \div 244)$ МэВ в жидком ксеноне можно сделать следующие заключения.

1. Имеется возможность определять длину L пробега протонов как длину R отрезка, соединяющего точку испускания /звезду/ и точку остановки протона. Длина L получается из простого соотношения /7/: $L = R/\bar{x}$. При этом ошибка в определении длины L соизмерима с ошибкой, обусловленной функцией ионизационных потерь /стрэгглинггом/, и не превышает в среднем $\sim 1\%$. Методические искажения, вносимые измерительной процедурой, более полным образом учитываются функцией разрешения $W(x, x_0)$ /2/ и соотношением /8/.

2. Установлено, что результаты измерения длины L пробега протонов в интервале $L \leq 70$ мм, полученные как по методу соответственных, так и по методу несоответственных точек,

содержат систематическую ошибку, равную по порядку величины $1 - \bar{x} \approx 4\%$. В интервале $L \geq 70$ мм это смещение несколько меньше $\leq 3\%$ и его можно описать функцией разрешения вида $\sim \exp[\beta(x-1)]$.

3. Предложенный метод определения длин пробегов протонов /соотношения /7/, /6/, /8/ и /2// дает возможность ограничиться сравнительно простыми средствами измерения /репроектор/ и значительно ускорить процесс измерений практически без ухудшения их точности.

Авторы выражают благодарность Т.Павляку, выполнившему фотирование распределений по формуле /2/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Словинский Б. Автореферат диссертации. ОИЯИ, 1-10932, Дубна, 1977.
2. Охрименко Л.С. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1567.
3. Словинский Б., Томашевич А. ОИЯИ, P10-7358, Дубна, 1973.
4. Proceedings of the 1964 Easter School for Physicists. CERN 64-13, v.1, p.22.
5. Канарек Т., Стругальский З. ОИЯИ, 1-3320, Дубна, 1967.
6. Идьё В.Т. и др. Статистические методы в экспериментальной физике. Атомиздат, Москва, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 сентября 1980 года.